



TITLE:

弱い遍歴電子強磁性体 $Y(\text{Co}_{1-X}\text{Al}_X)_2$ におけるスピンの揺らぎ  
(金属間化合物の基礎磁性, 科研費研究会報告)

AUTHOR(S):

吉村, 一良; 滝川, 仁; 高橋, 慶紀; 安岡, 弘志; 目片, 守;  
中村, 陽二

---

CITATION:

吉村, 一良 ...[et al]. 弱い遍歴電子強磁性体 $Y(\text{Co}_{1-X}\text{Al}_X)_2$ におけるスピンの揺らぎ(金属間化合物の基礎磁性, 科研費研究会報告). 物性研究 1987, 48(1): A25-A26

ISSUE DATE:

1987-04-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/92441>

RIGHT:

弱い遍歴電子強磁性体  $Y(Co_{1-x}Al_x)_2$  におけるスピンの揺らぎ

福井大 工<sup>A</sup>、東大 物性研<sup>B</sup>、京大 工<sup>C</sup>

吉村一良<sup>A</sup>、滝川仁<sup>B</sup>、高橋慶紀<sup>B</sup>、  
安岡弘志<sup>B</sup>、目片守<sup>A</sup>、中村陽二<sup>C</sup>

交換相互作用により強く増強された強磁性に近いパウリ常磁性体  $YCo_2$  の Co を Al で置換すると磁性が更に増強され、Al 組成  $x$  が 0.13 以上で弱い強磁性が出現する。<sup>1)</sup> このとき、帯磁率  $\chi$  は  $YCo_2$  で 250 K 附近にピークをとるが、 $x=0.05$  では約 140 K と低温にシフトし、 $x \geq 0.13$  にて自発磁化が現われる。 $Y(Co_{1-x}Al_x)_2$  の磁気パラメータを Table I にまとめて示す。表にある様に、キュリー温度  $T_c$  は高々  $x=0.15$  において 26 K と低く、自発磁気モーメント  $p_s$  は、 $0.138 \mu_B/Co$  と小さい。また、常磁性領域における  $\chi$  は、Curie-Weiss 則に従い、それから見積もられる常磁性有効モーメント  $p_{eff}$  は、 $2-3 \mu_B/Co$  と大きい。更に、磁化の Arrott Plot ( $M^2$  vs  $H/M$  Plot) は非常にきれいな直線になり、それぞれの温度に対し平行となる。この Arrott Plot の傾きから見積もられる自由エネルギーの Landau 展開の  $M^4$  の係数  $\bar{F}_1$  も Table I に示す。また、自発磁化  $M^2(0, T)$  は、 $T_c$  以下のほぼ全温度域で  $T^{4/3}$  則に従い、 $T_c$  以上の  $1/\chi$  もかなり広い温度域にわたり  $T^{4/3}$  則に従う。その結果、Table I にあるように、常磁性の  $\chi^{-1}$  がゼロになる温度として定義されるワイス温度  $\theta$  は  $T_c$  からかなり高温側にずれる。以上の様な磁気的性質から、本系は典型的な弱い遍歴電子強磁性を示すと考えられる。また最近、 $0.06 < x < 0.11$  において、 $YCo_2$  のメタ磁性に起因すると考えられる非常にきれいなメタ磁性転移が観測され、<sup>2, 3)</sup> 本系は磁気的に均一で、きれいな系となっていることが期待される。そこで、スピンの揺らぎの観点より、本系の磁性をミクロな面から調べるため、NMR を用いて内部磁場  $H_{hf}$ 、及び、スピン-格子緩和時間  $T_1$  の測定を行なった。その結果、及び、それを用いた解析を以下に記す。

強磁性、常磁性のどちらの状態においても、 $^{59}Co$  及び  $^{27}Al$  核のスピンエコースペクトルは、サテライト構造は示さず、単一構造となっており、また内部磁場と磁化は直線的にスケールすることから、磁性を担う Co と非磁性の Co に分離していることはなく、Co が全体として弱い強磁性を担っていると考えられる。Fig. 1 に  $x=0.15$  に関する  $^{27}Al$  核のスピン-格子緩和率  $1/T_1$  を  $1/T_1 T$  の形で示す。実験値は図中の実線で表わされたスピンの揺らぎの SCR 理論から求まる関係式(1)<sup>4, 5)</sup> に良く従い、特に常磁性状態では  $1/T_1 T$  は  $\chi^{-1}$  に比例する。

$$1/T_1 T = (K_0 M_1/H) / (1 + P M_1^3/H) + \beta \quad (1)$$

ここで、 $K_0$ 、 $P$ 、 $\beta$  はパラメータで、 $K_0$  と  $\beta$  に関しては、Table II に示す。 $(P$  に関しては、 $x=0.15$  で  $65 (0e.g^3/emu^3)$  となる。) 定量的なスピンの揺らぎの SCR 理論によると  $p_s$ 、 $\bar{F}_1$ 、 $T_c$ 、 $T_A$  の 4 つのパラメータによって、 $T_c$  等の磁気的な物理量が決定される。NMR の  $T_1$  測定より求められる  $K_0$  から SCR 理論による(2)式を用いて  $T_0$  が見積もられる。

$$K_0 = \gamma_N^2 A_{hf}^2 v_0 q_B^3 / 8 \pi^3 T_0 \mu_B \quad (2)$$

ここで、 $\gamma_N$  は核の角運動量磁気比、 $A_{hf}$  は内部磁場結合定数、 $v_0$  は磁性原子当たりの体積、 $q_B$  は  $(6 \pi^2 / v_0)^{1/3}$  で表わされるゾーン境界の  $q$  ベクトルの平均の大きさである。見積もられた  $T_0$  を Table II に示す。SCR 理論で  $T_0$  はダイナミカルなスピン揺らぎのスペクトルのエネルギー幅を表わすが、Table II に示した様に、 $T_0$  に比べ 2 桁程度大きな値となる。このことは、他の弱い遍歴電子強磁性体である  $MnSi$ 、 $ZrZn_2$ 、 $Sc_3In$ 、 $Ni_3Al$  においても見られ、<sup>3)</sup> 弱い遍歴電子強磁性体において典型的な特長であると考えられる。 $T_A$  は  $q$  空間におけるスタティックな  $\chi$  の分布幅を表わす量であるが、中性子回折によってしか得られない。そこで本

Table I

$x$	$T_c(K)$	$\theta(K)$	$p_s(\mu_B/Co)$	$p_{eff}(\mu_B/Co)$	$p_{eff}/p_s$	$\bar{F}_1(10^4 K)$
0.11	-	-	0	2.54	-	4.82
0.13	7	9	0.042	2.50	59.5	2.10
0.14	15	30	0.094	2.24	23.8	1.10
0.15	26	40	0.138	2.15	15.6	1.00
0.16	22	33	0.130	2.14	16.5	0.95
0.17	16	25	0.095	2.13	22.4	1.56
0.18	9	13	0.063	2.08	33.0	2.77
0.19	7	8	0.040	2.04	51.0	4.11

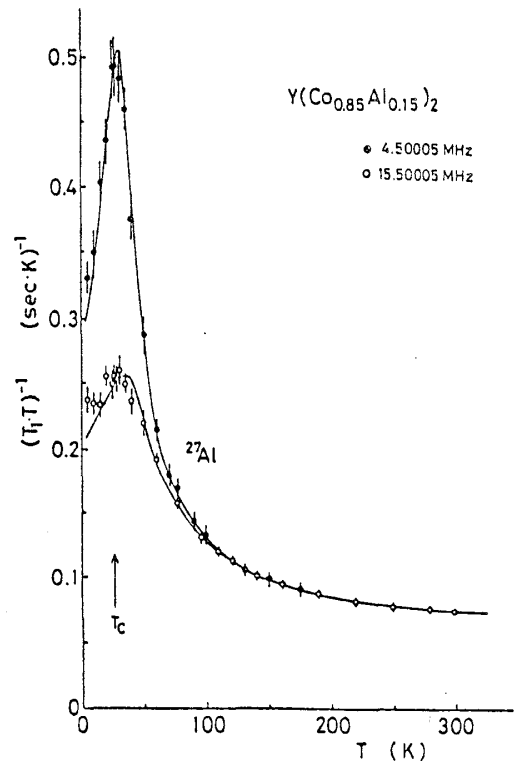


Fig. 1

研究においては、SCR理論により導出されている $T_C$ を決定する(3)式によって $p_s$ 、 $T_C$ 、 $T_0$ から $T_A$ を逆に見積もった。

$$p_s^2/4 = (15 T_0 / T_A) c (\eta^*)^4 \quad (3)$$

ここで、 $c=0.3353 \cdots$ であり、また $\eta^*$ は $T=T_C$ においてある積分表示の方程式を解いて求まるが弱い強磁性の極限においては $\eta^* \approx \eta = (T_C / T_0)^{1/3}$ になる。<sup>5)</sup> 見積もられた $T_A$ はTable IIに示されている様に、やはり $T_C$ に比べ非常に大きな値となっており、これも弱い強磁性体の特長である。更に、SCR理論の定量的妥当性を検証する目的でパラメータ $p_s$ 、 $T_0$ 、 $T_A$ 及び $\bar{F}_1$ を用いて帯磁率をSCR理論により計算し実験との比較をおこなった。まず、 $\bar{F}_1 = \bar{F}_1 p_s^2 / 8 T_A \eta^{*2}$ 及び $y = N_0 / 2 T_A \eta^{*2} \chi$ を導入する。SCR理論によると、無次元化された逆帯磁率 $y$ は、先の $\eta$ 及び $\bar{F}_1$ のみによって関数積分を解くことにより決定される。<sup>5)</sup>  $x=0.13, 0.15, 0.17$ に関し、計算した結果(実線)を実験値と合わせFig.2に示す。

グラフより計算と実験は比較的良く合っていることがわかる。計算曲線から $p_{eff}$ 及び $\theta$ を見積もるとTable IIに示す様に、磁化測定による結果と非常に良く一致している。更に、高橋は少し別の立場から互いに独立であった $\bar{F}_1$ 、 $T_0$ 、 $T_A$ の間の(4)式の関係を見出した。<sup>6)</sup>

$$\bar{F}_1 = 4 k_B T_A^2 / 15 T_0 \quad (4)$$

これにより、 $\bar{F}_1$ も $\bar{F}_1 = 2 c \eta^{*2}$ と表わされ、従って $y$ は $\eta$ のみによって決まる、即ち $p_{eff}/p_s$ は $T_C/T_0$ によって決定されることになる。Fig.3に本系に関する $p_{eff}/p_s - T_C/T_0$ の実験値(黒丸)と理論曲線(実線)を示す。計算は $t = T/T_C = 2, 5, 10$ において行なったものである。実験にばらつきはあるが、傾向としては、理論と実験の一致は良い。

以上、結論として、 $Y(\text{Co}_{1-x}\text{Al}_x)_2$ は典型的な弱い遍歴電子強磁性を $0.13 \leq x \leq 0.19$ において示し磁化測定及びNMRの実験結果は、スピンの揺らぎのSCR理論と定量的に良く一致し、また最近の高橋による理論とも定性的に一致することが明きらかとなった。

- 1) K.Yoshimura and Y.Nakamura: Solid State Commun.56 (1985) 767.
- 2) T.Sakakibara, T.Goto, K.Yoshimura, M.Shiga and Y.Nakamura: Phys.Lett.A 117 (1986) 243.
- 3) V.V.Aleksandryan, A.S.Lagutin, R.Z.Levitin, A.S.Markosyan and V.V.Snegirev: Sov. Phys. JETP 62 (1985) 153.
- 4) T.Moriya and K.Ueda: Solid State Commun.15 (1974) 169; M.Kontani, T.Hioki and Y.Masuda: Solid State Commun.18 (1976) 1251.
- 5) Y.Takahashi and T.Moriya: J.Phys.Soc.Jpn.54 (1985) 1592.
- 6) Y.Takahashi: to be published in J.Phys.Soc. Jpn.55 (1986).

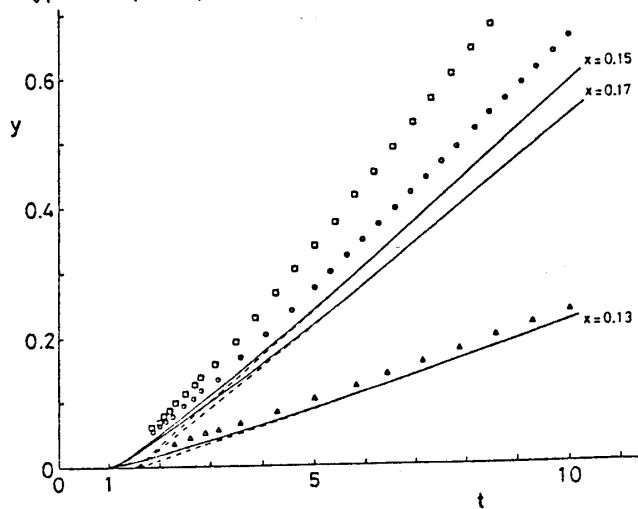


Fig.2

x	$K_0 (\frac{\text{g.Oe}}{\text{sec.K.emu}})$	$\beta (\frac{1}{\text{sec.K}})$	$v_0 (\text{\AA}^3)$	$T_0 (\text{K})$
0.13	1244	0.0636	21.14	2290
0.15	891	0.0590	20.79	2119
0.17	985	0.0530	20.37	2093

x	$T_A (10^4 \text{K})$	$\eta$	$\eta^*$	$\bar{F}_1$
0.13	1.16	0.145	0.145	0.0190
0.15	0.634	0.231	0.230	0.0706
0.17	0.703	0.197	0.197	0.0646

x	$p_{eff}^{cal} (\mu_B/\text{Co})$	$p_{eff}^{obs} (\mu_B/\text{Co})$	$\theta^{cal} (\text{K})$	$\theta^{obs} (\text{K})$
0.13	2.48	2.50	10	9
0.15	2.60	2.15	41	40
0.17	2.33	2.13	26	25

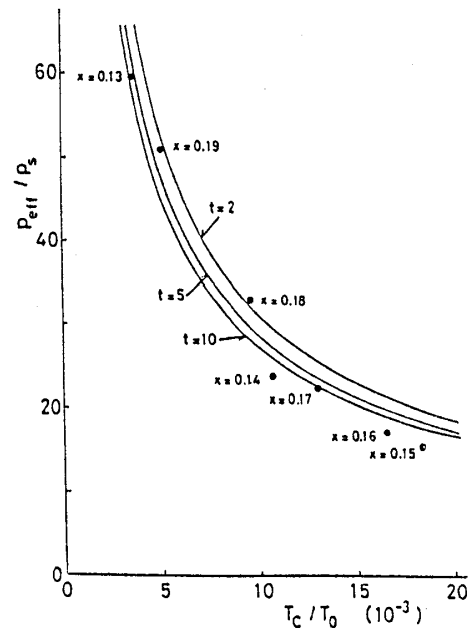


Fig.3